

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ ПРИ ЗАПИСИ ДИНАМИЧЕСКИХ ГОЛОГРАММ В НЕЛИНЕЙНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ

Interaction of light beams in a nonlinear interferometer Fabry-Perot has been studied in conditions of wave redistribution on the diffraction dynamic structures formed in the medium volume. A scheme presenting the case of a reference beam incident normal at the interferometer with off-normal incidence of a signal beam is given. It has been demonstrated that optical bistability of the S-, N- and butterfly-type could be realized for signal and phase-conjugate waves.

Взаимодействие нескольких световых пучков в нелинейном интерферометре перспективно для расширения возможностей управления бистабильными режимами четырехволнового смешения, фазового сопряжения и разработки многофункциональных оптических логических элементов [1–5].

В настоящей работе рассматривается схема взаимодействия в нелинейном интерферометре Фабри–Перо шести световых пучков, возникающих при нормальном падении опорного и наклонном падении сигнального пучка за счет перераспределения волн на записываемых динамических решетках и отражения от зеркал резонатора. Геометрия взаимодействия представлена на рис. 1. Опорная волна I_0 при многократном отражении от зеркал резонатора формирует в нелинейной среде интерферометра две встречные волны накачки. За счет отражения от зеркала R_2 сигнального пучка I_S формируется пучок I_D , а вследствие четырехволнового взаимодействия каждой из волн I_S и I_D с волнами накачки генерируются фазово-сопряженные волны I_C и I_F .

Теоретический анализ проведем для интерферометра Фабри–Перо с кубической нелинейностью в приближении слабых сигнальных волн по сравнению с полями накачки и с учетом линейного поглощения волн в объеме среды.

Связь между интенсивностью поля накачки в среде I_m и интенсивностью падающего на интерферометр излучения опорной волны I_0 в предположении малости интенсивности сигнального пучка ($I_S \ll I_0$) аналогично [6] можно представить в виде:

$$I_m = \frac{I_0(1-R)(1-\tau)(1+R\tau)}{kl((1-R\tau)^2 + 4R\tau \sin^2(\Phi))}, \quad (1)$$

где $\tau = e^{-kl}$ — пропускание нелинейного слоя толщиной l , k — коэффициент поглощения среды, R — коэффициент отражения зеркал интерферометра, $\Phi = 2\pi nl/\lambda - m\pi$ — фазовая отстройка интерферометра от резонанса, n — показатель преломления нелинейной среды, λ — длина волны излучения, m — целое число.

Введя начальную отстройку интерферометра для опорной волны $\Phi_0 = 2\pi n_0 l/\lambda - m\pi$, где n_0 — показатель преломления невозбужденной среды, фазовую отстройку Φ можно представить в виде $\Phi = \Phi_0 + gI_m l$, коэффициент пропорциональности g определяется конкретным механизмом нелинейности и в общем случае для среды с кубической нелинейной восприимчивостью $X^{(3)}$ имеет вид:

$$g = 16\pi^3 X^{(3)} / cn_0^2 \lambda. \quad (2)$$

В приближении заданной интенсивности волны накачки процессы перераспределения слабых сигнальных и фазово-сопряженных волн на записанных

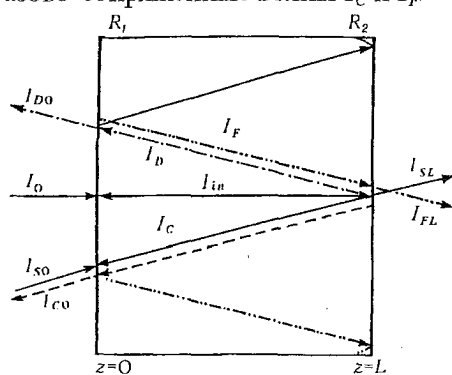


Рис. 1. Схема взаимодействия световых пучков в нелинейном интерферометре.

динамических решетках описываются следующей системой дифференциальных уравнений [7]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_{S,F}}{\partial \tilde{z}} &= i(\psi E_{S,F} + \varphi E_{C,D}^*), \\ \frac{\partial E_{C,D}}{\partial \tilde{z}} &= i(\psi E_{C,D} + \varphi E_{S,F}^*),\end{aligned}\quad (3)$$

где $\tilde{z} = kz/2$. Учтены также условия фазового синхронизма $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_S + \mathbf{k}_C$ и $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_F + \mathbf{k}_D$, определяющие генерацию пучков с обращенным волновым фронтом E_C и E_F соответственно. Коэффициенты ψ и φ описывают процессы самовоздействия и параметрической связи волн. Для рассматриваемой модели среды с кубической нелинейностью и линейным поглощением они имеют вид:

$$\begin{aligned}\psi &= (i + 2g'I_{in}), \\ \varphi &= g'I_{in}, \quad \text{где } g' = \frac{2g}{k}.\end{aligned}\quad (4)$$

Граничные условия для системы уравнений (3) определяются внешней обратной связью через зеркала резонатора и с учетом многократного переотражения от зеркал могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned}E_S(0) &= \frac{E_{S0}\sqrt{1-R}}{1-R\tau\exp(i2\Phi_S)}, \quad E_D(L) = -E_S(0)\sqrt{\tau R}\exp(i\Phi_S), \\ E_C(L) &= -E_F(L)\sqrt{R}, \quad E_F(0) = -E_C(0)\sqrt{R},\end{aligned}\quad (5)$$

где $\Phi_S = \Phi_{S0} + gI_{in}L$, Φ_{S0} — начальная отстройка интерферометра для сигнальной волны.

Аналитическое решение уравнения (1) и системы дифференциальных уравнений (3) с учетом граничных условий (5) позволяет описать бистабильный режим многоволнового взаимодействия:

$$\begin{aligned}E_S^*(L) &= E_S^*(0) \left\{ \gamma_{1i} \exp(i\psi' L) - \frac{\gamma_{2i}\gamma_{3i}\gamma_{4i} \exp(-i\psi' L) + \gamma_{2i}\gamma_{3i}\varphi^2 \sqrt{\tau R} \exp(-i\Phi_S)}{1 - \gamma_{4i}^2 \exp(-2i\psi' L)} \right\}, \\ E_C(0) &= -i\varphi\gamma_{3i}E_S^*(0) \left\{ \frac{1 + \gamma_{4i} \sqrt{\tau R} \exp(-i(\Phi_S + \psi' L))}{1 - \gamma_{4i}^2 \exp(-2i\psi' L)} \right\}, \\ E_F(L) &= i\varphi E_S^*(0) \left\{ \sqrt{\tau R}\gamma_{3i} \exp(-i\Phi_S) + \frac{\gamma_{3i}\gamma_{4i} \exp(-i\psi' L) + \gamma_{3i}\gamma_{4i}^2 \sqrt{\tau R} \exp(-i(\Phi_S + 2\psi' L))}{1 - \gamma_{4i}^2 \exp(-2i\psi' L)} \right\}, \\ E_D^*(0) &= -E_S^*(0) \left\{ \gamma_{1i} \sqrt{\tau R} \exp(-i(\Phi_S + \psi' L)) + \frac{\varphi^3 \gamma_{2i}\gamma_{3i} + \varphi^2 \gamma_{2i}\gamma_{3i}\gamma_{4i} \sqrt{\tau R} \exp(-i(\Phi_S + \psi' L))}{1 - \gamma_{4i}^2 \exp(-2i\psi' L)} \right\}.\end{aligned}$$

Здесь коэффициенты γ_{ji} ($i=1,2,3$) отвечают решению системы уравнений (3) для случаев $g'I_{in} < 1, = 1, > 1$ соответственно и определяются как:

$$\begin{aligned}\gamma_{11} &= \frac{2S}{(S+1)\exp(SL) + (S-1)\exp(-SL)}, \quad \gamma_{41} = \gamma_{11}\sqrt{R}, \\ \gamma_{31} &= \frac{\exp(SL) - \exp(-SL)}{(S+1)\exp(SL) + (S-1)\exp(-SL)}, \quad \gamma_{21} = \gamma_{31}\sqrt{R}, \\ \gamma_{12} = \gamma_{32} &= \frac{1}{1+L}, \quad \gamma_{22} = \gamma_{42} = \gamma_{12}\sqrt{R},\end{aligned}$$

$$\gamma_{13} = \frac{\Gamma}{\sin(\Gamma L) + \Gamma \cos(\Gamma L)}, \quad \gamma_{43} = \gamma_{13} \sqrt{R},$$

$$\gamma_{33} = \frac{\sin(\Gamma L)}{\sin(\Gamma L) + \Gamma \cos(\Gamma L)}, \quad \gamma_{23} = \gamma_{33} \sqrt{R},$$

где $S = \sqrt{1 - g'I_m}$, $\Gamma = \sqrt{g'I_m - 1}$, $\psi' = 2g'I_m$, $L = kl/2$.

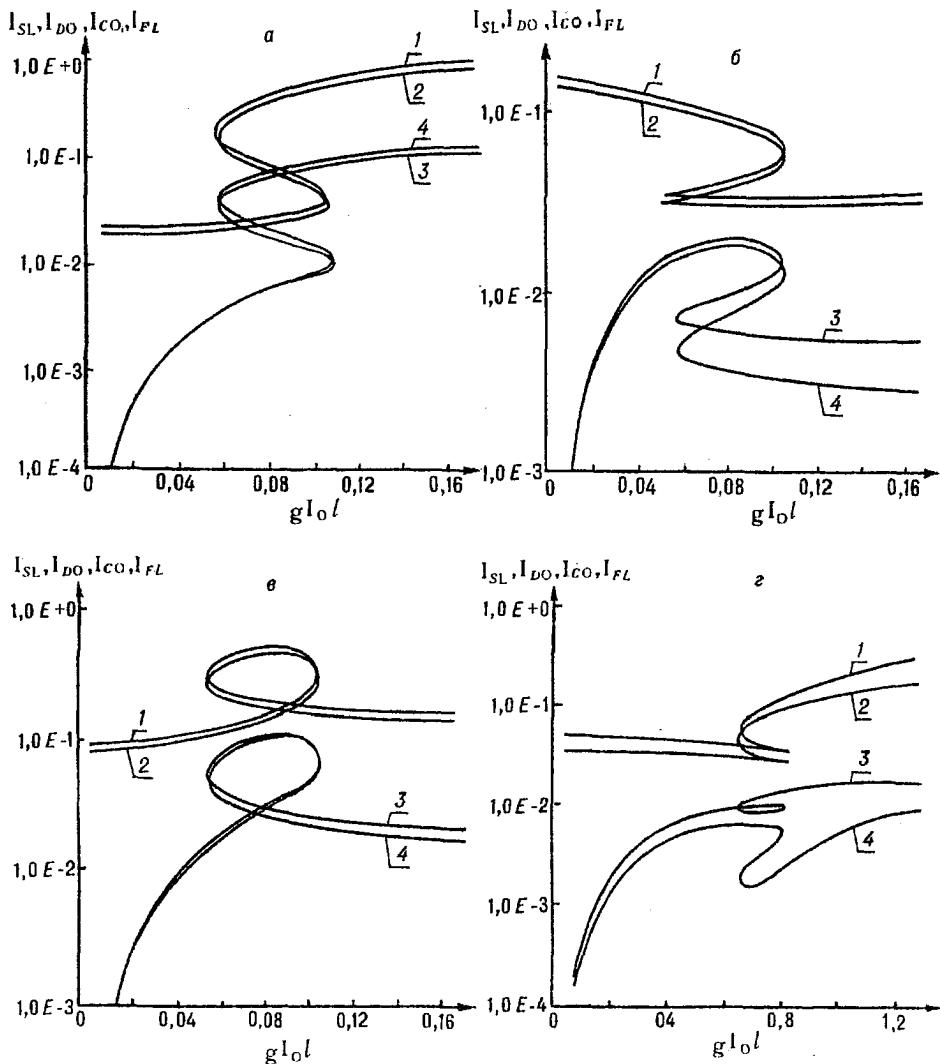


Рис.2. Зависимости интенсивностей выходящих из интерферометра сигнальных (I_{SL} — кривая 1, I_{D0} — кривая 2) и фазово-сопряженных (I_{CO} — кривая 3, I_{FL} — кривая 4) волн от интенсивности опорной волны I_0 . Интенсивности сигнальных и сопряженных волн нормированы на интенсивность падающей сигнальной волны I_{S0} :

(а) — $kl=0,05$, $R_1=R_2=0,9$, $\Phi_0=0,25$, $\Phi_{S0}=0,37$;

(б) — $kl=0,05$, $R_1=R_2=0,9$, $\Phi_0=0,25$, $\Phi_{S0}=-0,1$;

(в) — $kl=0,05$, $R_1=R_2=0,9$, $\Phi_0=0,25$, $\Phi_{S0}=0,15$;

(г) — $kl=0,3$, $R_1=R_2=0,86$, $\Phi_0=0,53$, $\Phi_{S0}=-0,13$

Рис.2 иллюстрирует рассчитанные зависимости интенсивностей сигнальных $I_S(z=l)$, $I_D(z=0)$ и фазово-сопряженных $I_C(z=0)$, $I_F(z=l)$ волн от интенсивности опорной волны. Диапазон оптической бистабильности для всех взаимодействующих волн определяется диапазоном бистабильности для волны

накачки и находится из решения уравнения (1). Характер бистабильного поведения определяется совместным влиянием внутренней (за счет перераспределения волн на записанных динамических решетках) и внешней (за счет отражения от зеркал резонатора) обратной связи на фазовые набег световых пучков. Так, суммарный фазовый сдвиг для каждой из волн складывается из нелинейного фазового сдвига в результате четырехволнового смешения в нелинейной среде и фазового набега, обусловленного многократным обходом резонатора.

Управление характером бистабильного отклика для сигнальных и сопряженных волн можно осуществить изменением начальной фазовой отстройки резонатора для сигнальной волны, что может быть реализовано за счет изменения угла между световыми пучками на входе интерферометра. Такая возможность при малых значениях оптической плотности нелинейной среды продемонстрирована на рис.2а-в. Так, на рис.2а представлен случай, когда поведение всех сигнальных и сопряженных волн повторяет S-образную бистабильную зависимость для волн накачки. На рис.2б реализовано переключение N-типа, соответствующее уменьшению пропускания сигнальных и сопряженных волн при увеличении интенсивности опорной волны. Возможность получения бистабильности типа баттерфляй показана на рис.2в. В этом случае как увеличению интенсивности опорной волны, так и ее уменьшению соответствуют переключения из состояния большего пропускания всех сигнальных и сопряженных волн в состояние с меньшим пропусканием. Увеличение оптической плотности нелинейного слоя приводит к существенному изменению характера бистабильного отклика вследствие увеличения нелинейных фазовых сдвигов при рассеянии на динамических голограммах. Как видно из рис.2г, это позволяет одновременно реализовать бистабильные отклики всех типов с переключениями как вверх, так и вниз, что может быть использовано при разработке многофункциональных оптических логических элементов.

Настоящая работа была поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований и Международной Соросовской программой образования в области точных наук.

1. Agrawal G.P., Flytzanis C. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1981. V.QE-17. №3. P.374.
2. Fu-Li Li, Hermann J.A., Elgin J.N. // Optics Communications. 1982. V.40. №3. P.446.
3. Kothari N.C., Frey R. // Physical Review A. 1986. V.34. №3. P.2013.
4. Haelterman M., Mandel P., Danckaert J. et al. // Optics Communications. 1989. V.74. №3-4. P.238.
5. Иванова Н.А., Кабанов В.В., Рубанов А.С. и др. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1989. №1. С.86.
6. Miller D.A. // IEEE J. of Quantum Electronics. 1986. V.QE-17. №3. P.306.
7. Abrams R.L., Lind R.C. // Optics Letters. 1978. V.2. №4. P.94.

Поступила в редакцию 02.07.97.

УДК 537.86

П.Д.КУХАРЧИК, Д.В.СИДОРОВИЧ

МИНИМИЗАЦИЯ ДИСПЕРСИИ СПЕКТРАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ПОСРЕДСТВОМ ОРТОГОНАЛЬНЫХ ОКОН

In this contribution we have used discrete spheroidal sequences in order to improve the estimates of spectral density matrix for the case of shot data records, i. e. in seismic applications.

Методы спектрального анализа находят широкое применение при решении многих прикладных задач в геофизике, гидроакустике и сейсмологии. Анализируемые сигналы в этих областях, как правило, являются многомерными. В спектральном анализе случайных многомерных сигналов исполь-